Über die Elektronenemission glühender Metalle

(Pt, Ir, W, Rh, Au)

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der hohen philosophischen Fakultät
der Georg-August-Universität
zu Göttingen

ACAD.
LUGD.BAT.
BIBL.

vorgelegt von

Ernst Kotowski

aus Lyck

Göttingen
Gedruckt bei Hubert & Co., G. m. b. H.
1914

Als Dissertation angenommen durch die math.-naturwissenschaftliche Abteilung.

Referent: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Riecke.

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Juni 1914.

Inhalts-Verzeichnis

Geschichtliche Einleitung 1

Apparatur:

- Vacuumanordnung 3
- Meßanordnung 7
- Meßmethode 13

Messungen:

- Prüfung der Richardson-Formel 14
- Messungen an Pt 17
- Messungen an Ir 18
- Messungen an W 22
- Messungen an Rh 25
- Messungen an Au 29

Zusammenfassung 29

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548110_0133

Einleitung.

Über die Fähigkeit glühender Metalle, elektrische Ladungen zu zerstreuen, liegen bereits aus dem 18. Jahrhundert eine Reihe von Arbeiten, z. T. allerdings nur kurze Notizen vor.[1]) Diese Untersuchungen zeigen aber nur qualitativen Charakter und sind meist in experimenteller Beziehung so mangelhaft beschrieben, daß sie nur von geschichtlichem Interesse sind. Erst Elster und Geitel[2]) stellten eine große Reihe von Beobachtungen auch in quantitativer Hinsicht an; das Resultat ihrer Forschung war: die durch glühende Metalle hervorgerufene Ionisation — es war inzwischen erkannt worden, daß es sich um einen Ionisationsprozeß handelt — ist in weiten Grenzen von der Art des Metalls, seiner Temperatur, sowie von Natur und Druck des umgebenden Gases abhängig.

Größeres Interesse weckte der glühelektrische Effekt jedoch erst, als I. I. Thomson[3]) festgestellt hatte, daß es sich bei dem Emissionsvorgang um Elektronen, nicht etwa um Ionen handelt, und als die Elektronentheorie der Metalle auf die Erscheinung angewandt wurde.

Fast gleichzeitig wurden von Richardson[4]), I. I. Thomson[5]) und H. A. Wilson[6]) drei Theorien angegeben, die auf

---

[1]) Siehe das Literaturverzeichnis am Schluß.

[2]) ebenda.

[3]) I. I. Thomson, Phil. Mag. (5) 48, S. 547, 1899.

[4]) Richardson, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11, S. 296, 1902.

[5]) I. I. Thomson, Conduction of Electricity through gazes; sec. ed. S. 199, London 1906.

[6]) H. A. Wilson, Phil. Trans. 197, S. 429, 1901; Phil. Trans. 202, S. 259, 1903.

verschiedenen Grundlagen fußen, aber doch übereinstimmend das gleiche Resultat: $J = A\sqrt{T}\, e^{-\frac{B}{T}}$ ergeben. Hierin bedeutet I den bei der Temperatur T gemessenen Elektronenstrom; A und B sind Konstanten. Später hat dann Debye [1]) in seiner Theorie der metallischen Leitung dasselbe Resultat erhalten. Ganz neuerdings hat dagegen W. Wilson [2]) mit Hilfe der Quantentheorie eine etwas abweichende Formel:

$$J = KT\left(1 - 2\frac{w}{k}T - 2\frac{w^2}{k^2}T^2\right)e^{-\frac{w}{kT}}$$

gefunden. Hierin ist K eine Konstante, w die Austrittsarbeit und k die Gaskonstante für ein Elektron. Die Abweichung beider Formeln ist zunächst noch nicht von großer Bedeutung; denn der bei weitem wichtigste Teil der Funktion, das Exponentialglied, das auch allein bisher mit einiger Genauigkeit durch das Experiment bestätigt ist, ist bei den Gleichungen dasselbe, da die Richardson'sche Konstante B durch $B = \frac{w}{k}$ definiert ist.

Im allgemeinen ist also die Theorie mit dem Experiment in Einklang, wie von den verschiedensten Beobachtern festgestellt ist (siehe das Literaturverzeichnis). Wenigstens gilt das für niedrige und mittlere Temperaturen. In hohen Temperaturen sind zwar vereinzelt Abweichungen [3]) bemerkt, doch sind diese wahrscheinlich die Folge von Störungen, wie Zerstäubung des Glühmaterials oder selbstleuchtende Entladungen; außerdem ist aus den betreffenden Arbeiten nicht zu ersehen, ob Hg-Dampf vermieden war. Wegen seiner niedrigen Ionisierungsspannung kann dieser leicht zu Stoßionisation Veranlassung geben. Jedenfalls ließe sich auf diese Weise die Abweichung von der Theorie, die

---

[1]) Debye, Ann. 33, S. 469, 1910.

[2]) W. Wilson, Ann. 42, S. 1159, 1913.

[3]) Kinoshita & Ichinohe, Mem. of the Coll. of scienc. and eng. Cyoto, S. 171, 1911, Martyn, Phil. Mag. 14, S. 306, 1907; Horton, Phil. Trans. 207, S. 162, 1908.

immer im Sinne zu starker Elektronenströme erfolgt, erklären.

Wie die bisherigen Untersuchungen ergeben haben, ist der glühelektrische Effekt von der Vorbehandlung des Materials, wie von der Natur des umgebenden Gases abhängig. Längeres Glühen und Kochen in HNO_3 setzt die Emission bei Pt herab, H_2 erhöht sie bedeutend, sodaß nach Wilsons [1]) Annahme der in der Oberfläche befindliche absorbierte H_2 ein gut Teil die Ursache der Elektronenemission ist. Dagegen spricht ein Experiment von Richardson [2]), nach welchem die Menge des durch ein Platinröhrchen hindurchdiffundierenden Wasserstoffs auf die Emission keinerlei Einfluß ausübt. Es ist also anzunehmen, daß entweder H_2 die Austrittsarbeit herabsetzt, oder daß eine chemische Verbindung H_2-Metall entsteht, die ihrerseits Elektronen emittiert. Dann würde der eigentliche Metalleffekt durch chemische Reaktionswirkungen überlagert sein. Wie weit das der Fall ist, ist bisher noch nicht aufgeklärt, auch wenn von verschiedenen Seiten [3]) angenommen wird, daß die chemischen Reaktionseffekte der einzige Anlaß zur Elektronenemission der Metalle sind.

Die Apparatur.

a) Die Vacuumanordnung.

Die Versuchsanordnung war im Prinzip dieselbe, wie sie bisher von den meisten Beobachtern angewandt wurde, d. h. der auf seine Elektronenemission zu untersuchende Draht befand sich axial ausgespannt in einem Metallzylinder im Vacuum, und es wurde der Sättigungsstrom zwischen Draht und Zylinder gemessen.

---

[1]) Wilson, Phil. Trans. 202, S. 243, 1903.

[2]) Richardson, Phil. Trans. 207, S. 53, 1908.

[3]) Fredenhagen, Phys. Ztschr. 12, S. 389, 1911; 13, S. 539, 1912. Deutsch. phys. Ges. S. 384, 1912.

Die spezielle Einrichtung der zu den endgiltigen Messungen benutzten Gefäße war folgende. Zwischen drei Glasstäben, die als Träger dienten, waren mittelst metallischer Halter coaxial zueinander 3 Messingzylinder befestigt (Fig. 1), deren Zweck bei Besprechung der Temperaturmessung erläutert werden wird.

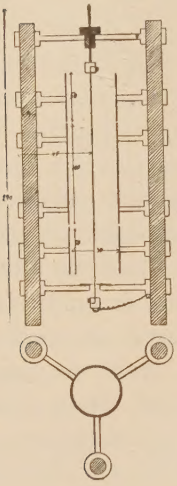

Fig. 1.

Innerhalb der Zylinder befand sich der zu untersuchende Draht. Dieser hing in mit Bernstein isolierter Klemme an einem ähnlichen Halter wie die drei Zylinder zwischen denselben Glasstäben. Um den Glühdraht nach Möglichkeit zentrisch und gespannt zu erhalten, wurde er nahe seinem untern Ende durch ein ebenfalls an jenen Glasstäben befestigtes Diaphragma aus Glimmer geführt und mit einer kleinen Klemme aus Messing oder Aluminium beschwert. Der zum Glühen erforderliche Heizstrom wurde mit Hilfe einer Spirale aus Silberdrähten durch diese Klemme und andrerseits durch die obere Aufhängung zugeführt. Das Ganze wurde zum Evakuieren auf eine starke Glasplatte gestellt und mit einer Glasglocke überdeckt; diese wurde auf die Platte zum luftdichten Abschluß mit Pizeïn aufgekittet.

Diese Anordnung hatte den Vorteil, daß Glühdraht und Auffangelektrode ein festes mechanisches System bildeten, sodaß also verschiedene Drähte unter vollständig gleichen geometrischen Bedingungen untersucht werden konnten. Recht nachteilig war dagegen, daß unverhältnismäßig große Metall- und Glasmassen im Vakuum vorhanden waren, die nur äußerst langsam und unvollständig ihre absorbierten Gase verloren. Infolgedessen gelang es auch nicht, wesentlich kleinere Drucke als 0,01 mm Hg zu erreichen. Trotzdem wurden Kontrollmessungen an Platin durchgeführt, da nach Mc Clelland[1]) die Abhängigkeit der Elektronenemission vom Druck bei ungefähr 0,1 mm Hg verschwindet.

[1]) Mc Clelland, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11 S. 305, 1902.

Um ein besseres Vacuum zu erzielen, wurde ein etwas abgeändertes Versuchsgefäß (Fig. 2) konstruiert, mit dem die Messungen an Ir, W und Rh durchgeführt wurden.

Es bestand aus einem Glasrohr von 4,5 cm Weite, in welchem ebenfalls drei Zylinder coaxial zueinander angeordnet waren. Diese Zylinder wurden von seitlich eingeschraubten Messingdrähten gehalten. Die Tragdrähte führten durch Glasansätze aus dem Meßgefäß heraus; zum luftdichten Abschluß waren sie mit Siegellack eingekittet. Da das ganze Rohr im Betriebe eine weit höhere Temperatur als die des schmelzenden Siegellacks annahm, mußten die Kittstellen mit fließendem Wasser gekühlt werden. Die hierzu verwandten Zu- und Abflußgefäße waren mit Paraffin isoliert. Die Ansätze, welche die Tragdrähte der Zylinder aufnahmen, waren in ihrem ersten Stück weiter als der Durchmesser der Drähte erforderte. Erst in einer Entfernung von 15 cm vom Meßgefäß verjüngten sie sich so weit, daß die Haltedrähte knapp hindurchgingen. Infolgedessen kamen die Zylinder erst in der Nähe der Kittstellen mit der Glaswand in leitende Verbindung. Dadurch wurde erreicht, daß, auch als nach einiger Zeit das ganze Rohr in Folge von Zerstäubung des Glühdrahtes einen Metallüberzug erhielt, Kurzschluß zwischen den einzelnen Zylindern ausgeschlossen war.

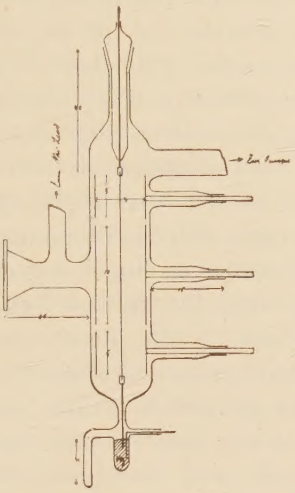

Fig. 2.

Um die zu untersuchenden Materialien einführen zu können, besaß das Glasrohr einen Schliff, der sich in einer Entfernung von 40 cm vom Glühdraht befand. So blieb dieser Schliff, der mit Leybold'schem Ramsayfett gedichtet war, vollständig kalt, sodaß Fettdämpfe in größerer Menge vermieden wurden, und der Schliff sich immer wieder leicht

öffnen ließ; letzteres ist bei heiß gewordenen, namentlich größeren Schliffen durchaus nicht selbstverständlich. Um den Glühdraht nach Möglichkeit zentrieren zu können, setzte sich der innere Konus des Schliffs als unten zugespitzte Glasröhre bis in die Nähe (5 cm) des obersten Zylinders fort; dadurch bekam der als Stromzuführung dienende, oben eingekittete Kupferdraht festen Halt; dieser Draht trug an seinem untern Ende eine Klemme, in die der zu untersuchende Draht eingespannt wurde. Den zweiten Kontakt für den Heizstrom vermittelte Quecksilber. Zu diesem Zweck verjüngte sich das Vacuumgefäß möglichst nahe an dem untersten Zylinder zu einem engen, kurzen Glasröhrchen, das in seinem erweiterten untern Teil mit Quecksilber gefüllt war. Der Strom wurde durch einen starken Kupferdraht zugeführt, der in einem seitlichen Ansatzrohr eingekittet war. An dem zu glühenden Draht hing mittelst einer Messingklemme ein starker Kupferdraht. der durch das Glasröhrchen hindurchging und ins Quecksilber tauchte. Dadurch wurde der Kontakt hergestellt, und zugleich durch die Durchführung durch das Glasröhrchen für ziemlich genaue Zentrierung des Glühdrahtes in den Auffangzylindern gesorgt. Um Quecksilberdämpfe im Vacuum zu vermeiden, wurde die Dampfspannung des Quecksilbers durch Einsenken seines Behälters in eine Kältemischung aus Eis und Salz erniedrigt, und außerdem die sich noch bildenden Dämpfe in einem seitlichen Rohr, das dicht über der Quecksilberkuppe ansetzte, dauernd mit flüssiger Luft kondensiert. Auf diese Weise wurde der Dampf so vollständig von dem eigentlichen Vacuumgefäß ferngehalten, daß das Spektrum einer hindurchgesandten Glimmentladung keine Hg-Linien aufwies.

Zum Evacuieren der beschriebenen Gefäße wurde zunächst eine Gaede Hg-Pumpe benutzt, für die eine zweistieflige Geryk-Ölpumpe das Vorvacuum lieferte. Später wurde versucht, das Vacuum mit Hilfe der Gaede'schen Molekularpumpe zu verbessern; dabei diente eine rotierende Kapselpumpe nach Gaede als Vorpumpe. Es gelang aber nicht, wesentlich niedrigere Drucke zu erzielen, obwohl die Ver-

bindungsleitung zur Pumpe nur kurz war, und über 2 cm Weite besaß. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich folgender. Die aus dem Glühdraht und den andern Metallmassen frei werdenden Gase sind in der Hauptsache Wasserstoff. Gerade Wasserstoff aber wird wegen der Kleinheit seiner Moleküle von der Molekularpumpe nur schlecht gefördert. Der Nutzen dieser Pumpe war also im vorliegenden Falle nur gering; dazu kam der Nachteil, daß sich ihre Erschütterungen in sehr unliebsamer Weise auf den Glühdraht übertrugen, wodurch die optische Temperaturmessung beim Betriebe der Pumpe unmöglich gemacht, in einigen Fällen sogar ein Reißen des Heizdrahtes herbeigeführt wurde. Aus diesen Gründen wurde die Benutzung der Molekularpumpe aufgegeben und wieder die Hg-Pumpe verwendet. Der Druck während der Messungen blieb auch bei den höchsten erreichten Temperaturen kleiner als 7×10^{-4} mm Hg. Gemessen wurde er mit einem Mc Leod-Manometer von etwa 500 cm^3 Fassungsvermögen. Die von Vacuummesser und Pumpe ausgehenden Quecksilberdämpfe wurden vor dem Meßgefäß meist mit flüssiger Luft, seltener durch ein Gemisch von fester Kohlensäure und Alkohol ausgefroren.

b) Die Meßanordnung.

1) Temperaturmessung.

Die Temperatur des zu untersuchenden Drahtes wurde auf optischem Wege mit Hilfe eines von der physikalisch-technischen Reichsanstalt geeichten Wannerpyrometers gemessen. Zu diesem Zwecke befand sich in dem mittelsten Zylinder ein Schlitz, durch den hindurch mit einer Biconvexlinse der Draht auf den Spalt des Pyrometers projiziert wurde. Bei Benutzung des ersten Vacuumgefäßes mußte die Absorption der Glasglocke berücksichtigt werden. Die so bedingte Temperaturkorrektion wurde dadurch ermittelt, daß die Temperatur einer mit konstanter Helligkeit brennenden Glühlampe direkt und durch die Glocke hindurch bestimmt wurde. Bei dem zweiten Meßgefäß dagegen, wo die Beobachtung durch

ein mit planparalleler Glasplatte verschlossenes Ansatzrohr erfolgte, konnte die Absorption, wie die Prüfung ergab, vernachlässigt werden.

Aus der mit dem Pyrometer gemessenen schwarzen Temperatur (S) wurde die wahre (T) mit Hilfe der von Holborn und Henning[1]) gefundenen Beziehung

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S} = \frac{\lambda}{c_2} \frac{\log A}{0{,}4343}$$

ermittelt. Hierin bedeutet λ die Wellenlänge bei der S gemessen wird; A ist das Absorptionsvermögen der betreffenden Substanz, und c_2 die Konstante des Wien'schen Gesetzes. Die Berechnung der Konstante obiger Gleichung erfolgte mit den von v. Wartenberg[2]) angegebenen schwarzen und wahren Schmelztemperaturen der in Betracht kommenden Metalle.

Die Eichtabellen des Pyrometers waren in höheren Temperaturen auf etwa 10° genau angegeben. Dazu kam ein maximaler Einstellungsfehler am Teilkreis des Instruments von ± 1 Skalenteil; das entspricht bei 1500° einem weiteren Fehler von 26°, sodaß der größtmögliche Fehler in der Temperaturbestimmung $\frac{36}{1500} = 2{,}4\ \%$ ist. In Wahrheit ist der Fehler aber bei den Messungen kleiner gewesen, da für jede Temperatur das Mittel von 5 Einstellungen am Pyrometer genommen wurde.

An und für sich mag die Temperaturbestimmung aus dem elektrischen Widerstand, wie sie von Richardson[3]) und anderen ausgeführt ist, genauer sein; Jentzsch[4]) gibt z. B. bei 1500° C. den mittleren Fehler zu nur 7,6° an. Beim Glühen ändert sich aber der Widerstand so rasch, daß dadurch die Genauigkeit herabgedrückt wird, es sei denn, daß die Widerstandseichung in kurzen Zwischenräumen wiederholt wird. Eine weitere Komplikation besteht darin, daß die

[1]) Holborn und Henning Berl. Akad Ber. S. 311, 1905.
[2]) v. Wartenberg, Deutsch. Phys. Ges. S. 125, 1910.
[3]) Richardson, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11, S. 286ff., 1902.
[4]) Jentzsch, Berliner Diss. S. 21, 1908.

Körnchen von Fremdkörpern, durch deren Schmelzen auf dem Draht die Eichung ausgefürt wird, leicht als Verunreinigungen zurückbleiben können. Gerade Verunreinigungen aber sind es, die den wirklichen glühelektrischen Effekt des Metalls in erheblichem Maße verschleiern. Aus diesen Gründen wurde die optische Temperaturmessung gewählt. Eine Ungenauigkeit freilich ist durch diese Methode von vornherein bedingt, insofern als nur von einem recht kurzen Stück des Drahtes die Temperatur bestimmt wird, für den ganzen übrigen Teil aber diese selbe Temperatur dann als die richtige gilt. Nach den Enden des Glühdrahtes findet aber wegen der durch die kalten Stromzuführungen bedingten Wärmeableitung ein recht starkes Temperaturgefälle statt, so stark, daß frühere Autoren [1]) die aktive Oberfläche des Untersuchungsdrahtes um 10 % für die Rechnung vermindern. Um diesen Fehler zu beseitigen, wurden jene 3 Auffangzylinder eingeführt [2]), die bei Beschreibung der Vacuumanordnung erwähnt sind. Mit dem Meßinstrument des Sättigungsstromes war nur der mittelste Zylinder verbunden; mit anderen Worten: es wurden nur die Elektronen gemessen, welche von einem mittleren Stück des Glühdrahtes ausgingen. Die Temperatur dieses Mittelstückes, dessen Länge gleich der des umgebenden Zylinders gesetzt wurde, konnte bei genügender Länge der Randstücke als konstant angenommen werden, wurde also mit dem Pyrometer wirklich gemessen. Die beiden äußeren Zylinder, die sich dauernd auf gleichem Potential mit dem mittleren befanden, fingen die von den Randstücken des Glühdrahtes emittierten Elektronen auf; sie wirkten also sozusagen als Schutzringe.

2. Die elektrische Anordnung.

Die Schaltung läßt sich ohne weiteres in Fig. 3 übersehen. Den Heizstrom, der mit einem Präzisionsinstrument von Siemens & Halske gemessen werden konnte, lieferte

[1]) Richardson, l. c.; H. A. Wilson, Phil. Trans (A) 202 S. 243 ff., 1904.

[2]) Nach Abschluß dieser Arbeit bemerkte ich, daß auch Richardson bereits eine derartige Anordnung benutzt hat.

eine große Akkumulatorenbatterie von 30 Elementen und etwa 100 Ampèrestunden Kapazität, die je nach Bedarf auf 20 oder 30 Volt geschaltet war; es war also für genügende Konstanz des Heizstromes gesorgt. Gleichzeitig lag an den Enden des Glühdrahtes ein Präzisionsvoltmeter von Hartmann & Braun, sodaß, wenn nötig, der Widerstand des Untersuchungsdrahtes gemessen werden konnte.

Um Sättigungsstrom zu erreichen, wurde an die Zylinder ein positives Potential angelegt; dazu diente eine Akku-

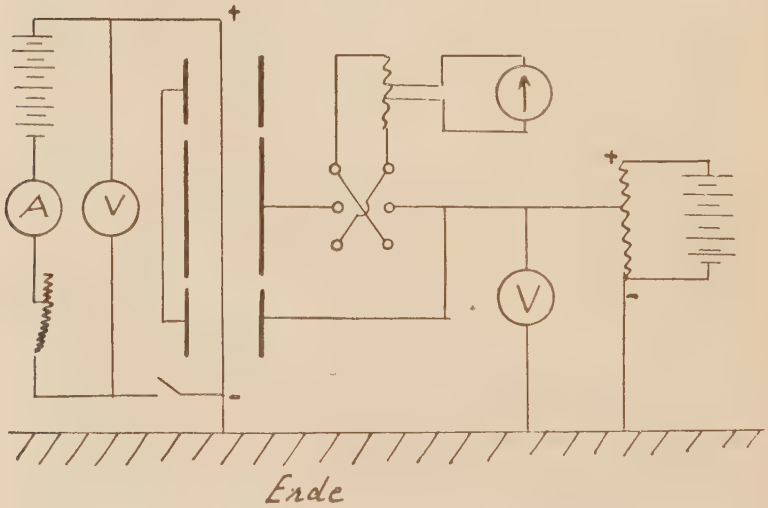

Fig. 3.

mulatorenbatterie, die durch einen großen Schieberrheostat geschlossen war. Von diesem Widerstand wurde die in jedem Falle nötige Spannung abgegriffen. Der negative Pol der Batterie und ebenso das negative Ende des Glühdrahtes lagen bei den Messungen an Erde. Wie gut Sättigung erreicht wurde, zeigt Fig. 4. Es darf aber nicht vergessen werden, daß das zwischen Draht und Auffangzylinder hergestellte elektrische Feld nicht völlig homogen ist. Erstlich einmal wegen der nicht vollständig genauen Zen-

trierung des Glühdrahtes. Dann aber — und das ist von größerer Bedeutung — wird Inhomogenität des Feldes bedingt durch den Spannungsabfall längs des Glühdrahtes infolge des hindurchfließenden Heizstromes. Da die verwendeten Drähte verhältnismäßig dünn waren (0,2 mm Durchmesser), betrug dieser Spannungsabfall bis zu 12 Volt. Das sind etwa 25 % des Sättigungspotentiales. Die einzige Möglichkeit, diesen Übelstand, wenn auch nicht zu be-

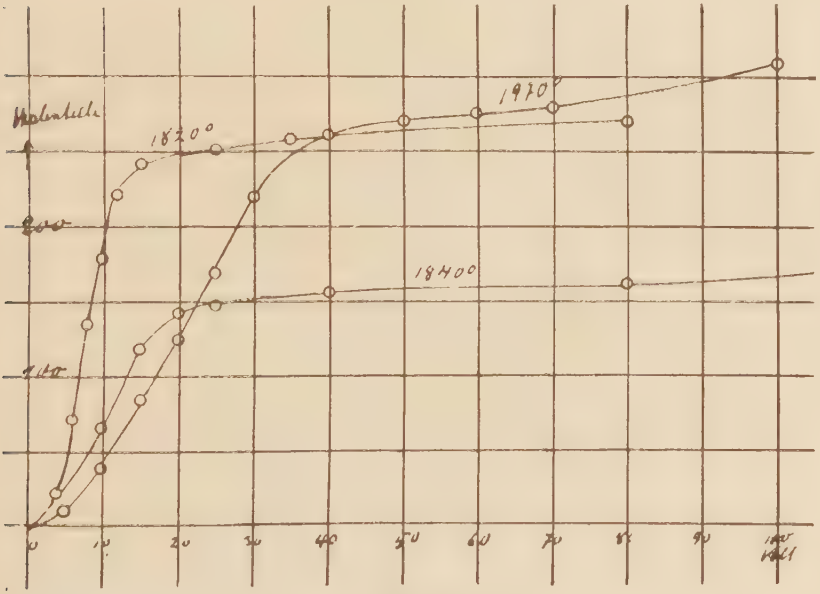

Fig. 4.

seitigen, so doch wesentlich zu verringern, wäre, durch Verkleinerung des Widerstandes des Heizdrahtes den Potentialabfall herabzusetzen. Es wurden daher auch Versuche mit einem dickern Platindraht von 0,5 mm Stärke gemacht. Dabei zeigte es sich aber, daß es unvergleichlich viel schwerer war, die absorbierten Gase zu entfernen. Außerdem war wegen vermehrter Wärmeableitung das Temperaturgefälle längs des Drahtes viel größer, sodaß die Tem-

peraturbestimmung ungenauer wurde. Dazu kamen noch erhebliche technische Schwierigkeiten: Infolge des starken Anwachsens der Heizenergie – der Glühstrom stieg bis über 25 Ampère — trat viel stärkere Erhitzung der mit Siegellack eingekitteten 1 cm dicken Kupferstäbe ein, die zur Stromzuführung dienten. Die Kittstellen wurden zwar mit fließendem Wasser gekühlt, aber doch gelang es nicht, sie bei Dauerbetrieb vacuumdicht zu halten. Aus diesen Gründen wurden dann zu den endgültigen Messungen wieder dünne Drähte verwendet.

Der Sättigungsstrom wurde zunächst mit einem Hartmann & Braun'schen Drehspulgalvanometer von 50 Ω Widerstand und einer Empfindlichkeit von 2×10^{-9}A. gemessen. Für Ströme, die unterhalb 10^{-9} A. blieben (Pt, Au) wurde ein Dolezalek'sches Quadrantelektrometer benutzt: der zu messende Strom ging hierbei durch Campbell'sche Xylolwiderstände verschiedener Größe, wie sie von Elster und Geitel[1]) angegeben sind, und das Elektrometer maß die an den Enden auftretende Spannung. Die Größe der Xylolwiderstände war vorher durch Messen des Stromes festgestellt, der bei einer bekannten Spannung hindurchging.

Diese elektrometrische Methode wurde jedoch nur vorübergehend benutzt, weil innerhalb des Meßbereichs des Pyrometers die Elektronenemission oberhalb 10^{-9}A. blieb und eine Extrapolation für niedere Temperaturen mit Hülfe des Widerstandes zu ungenau geworden wäre.

Bei den Messungen an Iridium und Wolfram, deren Emission bedeutend stärker ist als die des Platins, wurde das Galvanometer durch ein Zeigerinstrument (Empf. $= 10^{-7}$A.) von Siemens & Halske ersetzt: überschritten die Sättigungsströme jedoch die Größe von 10^{-3}A, so wurde an Stelle des letzterwähnten Instrumentes ein Präzisionsmilliampèremeter von derselben Firma eingeschaltet.

---

[1]) Elster und Geitel, Phys. Zeitschr. 13. S. 743, 1912.

c) Meßmethode.

Es wurden neue, sowie gut ausgeglühte Drähte untersucht. Letztere waren Wochen hindurch täglich etwa zehn Stunden zu Weißglut erhitzt worden, während die Pumpe dauernd in Betrieb war. Die Nächte über herrschte in der Apparatur ein Druck von weniger als 0,001 mm Hg. Wolfram und Gold lieferte Kahlbaum in einer Stärke von 0,2 mm, Platin, Iridium und Rhodium Heraeus; Platin in derselben Stärke: Iridium und Rhodium dagegen als Bänder von 1 mm Breite und 0,1 mm Dicke, weil diese Metalle in Drahtform nicht erhältlich sind.

Der Gang einer Meßreihe war nun so. Nachdem der Draht einige Zeit geglüht war, wurde durch Regulieren des Heizstromes eine möglichst hohe oder niedrige Ausgangstemperatur hergestellt. Dann wurde das Galvanometer abgelesen, kommutiert, und, während das Instrument in der neuen Lage zur Ruhe kam, durch 5 Einstellungen am Pyrometer die Temperatur ermittelt; darauf folgte die zweite Ablesung am Galvanometer. Dann wurde die Temperatur geändert und in derselben Weise verfahren. Etwas anders gestaltete sich die Messung bei Benutzung der Zeigerinstrumente, da in diesem Falle der Strom nicht kommutiert wurde. Die Ablesung erfolgte dann unmittelbar nach Bestimmung der Temperatur.

Bei Verwendung der Molekularpumpe konnte diese Art der Messungen nicht angewandt werden, da sich die Erschütterungen der Pumpe so auf den Glühdraht übertrugen, daß einwandfreie Einstellungen am Pyrometer unmöglich wurden. Es wurde deshalb die Elektronenemission als Funktion des Widerstandes aufgenommen. Unmittelbar nach Beendigung dieser Messung wurde die Pumpe abgestellt und der Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur ermittelt. Dabei verschlechterte sich allerdings das Vacuum dauernd, sodaß am Ende einer solchen Meßreihe der Druck auf nahezu 0,01 mm Hg gestiegen war.

Die Messungen.

a) Prüfung der Gleichung: $J = A\sqrt{T}\, e^{-\frac{B}{T}}$

Die Untersuchungen erstreckten sich in der Hauptsache auf die Abhängigkeit der Elektronenemission von der Tem-

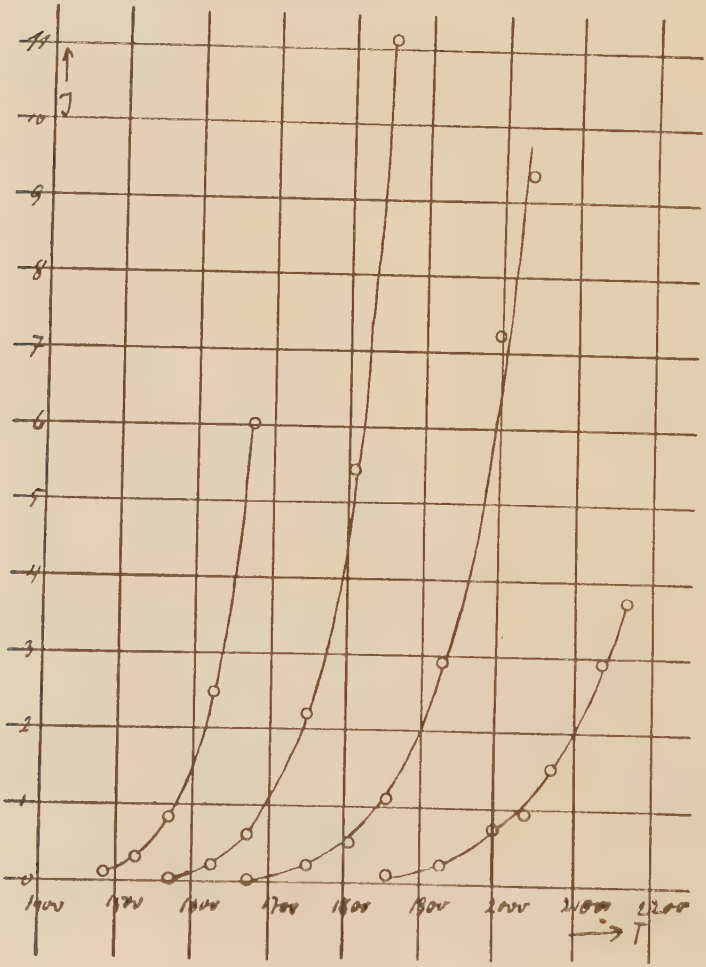

Fig. 5.

peratur. Es galt also die Konstanten der Richardson'schen Gleichung $J = A\sqrt{T}\, e^{-\frac{B}{T}}$ zu bestimmen. Wie weit die vorliegenden Messungen dieser Formel genügen, zeigt Fig. 5, die das Bild nachstehender Tabelle 1 ist. Es bedeuten darin S die gemessene schwarze Temperatur, T die daraus errechnete absolute, und J den gemessenen Sättigungsstrom in elektrostatischem Maß bezogen auf das cm^2 emittierender Oberfläche.

Tab. 1 (Iridium)

S	T	J/cm²	x	y
1359	1483	$1{,}50 \times 10^3$	67,5	1,591
1394	1522	3,17	65,7	1,910
1432	1568	8,52	63,8	2,333
1477	1623	23,3	61,6	2,762
1516	1670	60,5	59,9	3,170
1580	1749	222	57,2	3,725
1623	1802	546	55,5	4,110
1664	1852	1110	54,0	4,411
1723	1923	2930	52,0	4,825
1775	1991	7230	50,25	5,210
1809	2033	9390	49,2	5,319
1835	2068	25400	48,4	5,747
1887	2133	29180	46,9	5,801
1913	2165	37300	46,2	5,904

Um die Konstanten A und B zu ermitteln, wurde die Gleichung $J = A\sqrt{T}\, e^{-\frac{B}{T}}$ logarithmiert, wie das auch Richardson[1]) tut:

$$\log J = \log A + \frac{1}{2}\log T - \frac{B}{T}\log e$$

Die Einführung der neuen Variabeln

$$x = \frac{1}{T}, \quad y = \log J - \frac{1}{2}\log T$$

ergibt:

$$y = \log A - B \log e \cdot x$$

Das ist die Gleichung einer Geraden:

$$y = a - bx,$$

[1]) Richardson, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11 S. 286 ff. 1902.

deren Konstanten durch

$$a = \log A, \quad b = B \cdot \log e$$

gegeben sind. Diese Konstanten a und b wurden graphisch ermittelt: es wurden für jede Meßreihe die Werte von x und y — siehe die beiden letzten Kolumnen von Tab. 1 — als Abscissen und Ordinaten in ein Koordinatensystem eingetragen, und durch die so erhaltenen Punkte die wahrscheinlichste Gerade gelegt (Fig. 6). Die Konstanten dieser Linie dienten dann zur Berechnung von A und B.

Fig. 6.

Die erreichte Genauigkeit von B ist, wie die Fehlerberechnung ergab, etwa 5,5%. Für A werden die Fehler entsprechend der Form der Richardson'schen Gleichung bedeutend größer, so daß sich nur die ungefähre Größenordnung angeben läßt.

Aus der Konstante A berechnet sich die Austrittsarbeit (Φ) für ein Elektron gemäß der Beziehung:

$$B = \frac{\Phi}{R}$$

R ist die Gaskonstante für ein Elektron, die mit der Planckschen Strahlungskonstante [1])

$$k = 1{,}346 \times 10^{-16} \ \frac{\text{erg}}{\text{Grad}}$$

übereinstimmt. Die Arbeit (Φ) enspricht dem freien Durchlaufen einer Potentialdifferenz von

[1]) Planck, Vorles. über Wärmestrahlung 2. Aufl. S. 129 ff. 1913.

$$d\varphi = \frac{\Phi}{\varepsilon} \text{e. s. e} = 3 \cdot \frac{\Phi}{\varepsilon} \times 10^2 \text{ Volt}$$

wobei ε die Ladung eines Elektrons ist. ($\varepsilon = 4{,}774 \times 10^{-1}$)[1]).

Die Austrittsarbeit (Q) für 1 Grammolekül Elektronen ergibt sich, wenn man für R die allgemeine Gaskonstante ($R \sim 2$) einsetzt.

b) Die Messungen an Pt, Ir, W, Rh und Au.

Platin.

Die Elektronenemission des Platins wird durch Kochen in Salpetersäure beträchtlich vermindert[2]), und es ist von verschiedenen Beobachtern[3])

$$J = 2 \times 10^{18} \sqrt{T}\, e^{-\frac{65500}{T}}$$

(J in elektrostat. Maß) als die wahrscheinlichste Form der Richardson'schen Gleichung gefunden worden. Da die bisherigen Untersuchungen übereinstimmen, wurden nur wenige Messungen an einem Pt-Draht gemacht, der 6 Stunden in Salpetersäure gekocht und dann gut ausgeglüht war. Tab. 2

Tab. 2

T	J/cm²	x	y
1773	$7{,}23 \times 10^5$	57,4	4,239
1755	5,40	58,0	4,114
1733	3,96	58,7	3,982
1686	2,46	59,3	3,778
1648	1,58	60,7	3,590
1632	1,06	61,3	3,421
1572	$5{,}64 \times 10^4$	63,6	3,153
1550	1,73	64,5	2,642
1530	$9{,}42 \times 10^3$	65,4	2,382
1480	5,07	67,6	2,120
1471	2,63	68,0	1,837
1441	1,27	69,4	1,523
1415	$6{,}06 \times 10^2$	70,7	1,207
1375	2,62	72,8	0,850
1359	1,11	73,6	0,477

Tab. 3

T	J/cm²	x	y
1704	$5{,}34 \times 10^5$	58,7	4,112
1695	5,04	59,0	4,088
1681	4,44	59,5	4,052
1679	2,88	59,6	3,847
1648	2,28	60,7	3,750
1631	1,45	61,3	3,554
1606	8.79×10^4	62,3	3,341
1590	6,75	62,9	3,229
1565	3,93	63,9	2,997
1543	2,17	64,8	2,743
1516	1,21	66,0	2,495
1489	$6{,}42 \times 10^3$	67,2	2,200
1437	3,29	69,6	1,940
1401	$7{,}29 \times 10^2$	71,4	1,290
1370	3,31	73,0	0,950

[1]) Millikan, Phys. Ztschr. 14. S. 810, 1913.

[2]) H. A. Wilson, Phil. Trans. 202. S. 243, 1903.

[3]) H. A. Wilson, l. c.; Deininger, Ann. (4) 25. S. 304, 1908.

und 3 geben 2 Meßreihen, aus denen für die Konstanten folgende Werte berechnet wurden:

A	B
$1{,}57 \times 10^{17}$	51800
2,54	52000

also im Mittel: $\overline{A} = 2{,}05 \times 10^{17}$, $\overline{B} = 51900$.

Das für A so gute Übereinstimmung gefunden wurde, ist wohl Zufall, zumal die bedeutend genauer ermittelbare Konstante B erheblicher von dem allgemeinen Wert 65500 abweicht. Der Grund dieser Differenz liegt wahrscheinlich in dem Umstand, daß Wilson sein Material 24 Stunden gekocht hat, also erheblich länger als es hier der Fall war. Die Übereinstimmung mit den erwähnten Beobachtern wurde jedoch für genügend erachtet und die Versuche mit Platin abgebrochen.

Iridium.

Die mit kalter, konzentrierter Salpetersäure kurze Zeit gereinigten und dann mit dest. Wasser abgespülten Bänder wurden zuerst auf positive Emission untersucht. Zu diesem Zweck wurden die Auffangzylinder auf etwa 100 Volt negativ aufgeladen. Es konnte aber bei keiner Temperatur mit dem Galvanometer (Empf. 2×10^{-9} A.) merkliche positive Jonisation erhalten werden. Nur bei einem Band, das vielleicht nicht so sorgfältig gereinigt war wie die andern, zeigte sich sofort nach dem Anheizen bei heller Rotglut ein positiver Strom von 10^{-7} A. Dieser ging aber bereits in kurzer Zeit auf weniger als 10^{-9} A. zurück. 14 Stunden später, während welcher Zeit das Band in kaltem Zustand einem Druck von 0,001 mm Hg ausgesetzt war, wurde bei ungefähr derselben Temperatur ein positiver Strom von 10^{-8} A. beobachtet, der in wenigen Minuten auf unmeßbare Werte zurückfiel. Darauf wurde das Glühen unterbrochen und Luft in die Apparatur eingelassen. Nach dem Auspumpen kam wieder ein Strom von 10^{-8} A. zustande, der aber diesmal bereits nach etwa 10 Sek. vollständig verschwunden war. Abermaliges Einlassen von Luft, sowie Unterbrechen des Glühens hatten

keine Wirkung mehr und die positive Emission blieb fortan auch bei diesem Band aus.

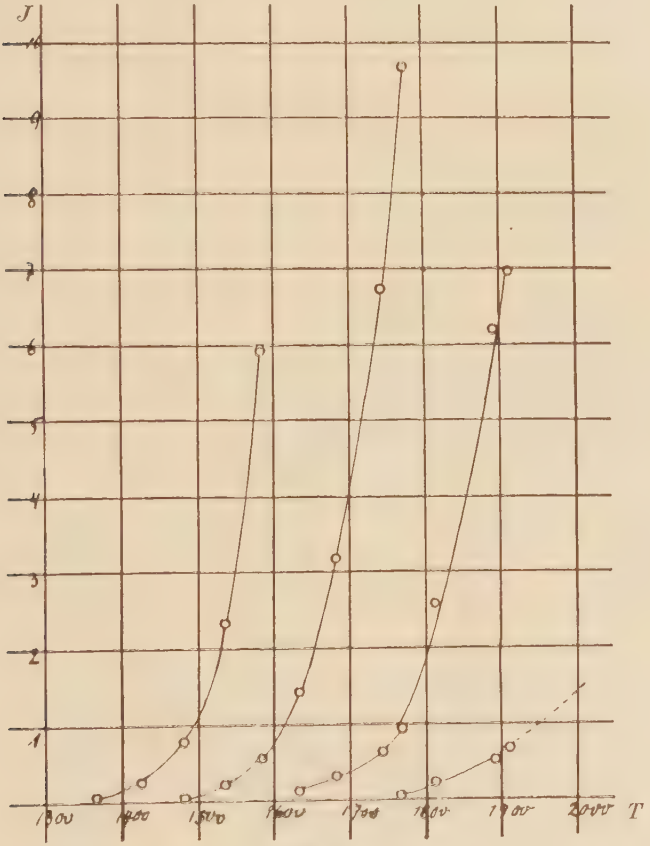

Fig. 7.

Für die negative Emission wurde zuerst nachgewiesen, daß die Art der Temperaturänderung bei Ir ebensowenig wie bei Pt von Einfluß ist. Tab. 4 bezw. Fig. 7 zeigen, daß bei Steigerung, Verminderung oder sprungweisem Ändern die Emission die gleiche ist.

Tab. 4.

T	J/cm²	x	y	T	J/cm²	x	y
1891	$6{,}22 \times 10^5$	52,9	4,156	1426	$2{,}65 \times 10^2$	70,1	0,846
1813	2,60	55,15	3,786	1683	$5{,}81 \times 10^3$	63,1	2,164
1770	1,49	56,5	3,549	1742	$6{,}55 \times 10^4$	57,4	3,196
1742	$6{,}75 \times 10^4$	57,4	3,209	1770	$1{,}38 \times 10^5$	56,5	3,551
1683	3,20	59,4	2,893	1813	2,64	55,15	3,792
1637	1,45	61,1	2,554	1891	5,84	52,9	4,128
1586	$5{,}93 \times 10^3$	63,1	2,173	1911	7,43	52,35	4,230
1539	2,34	65,0	1,776	1656	$1{,}90 \times 10^4$	60,4	2,669
1482	$8{,}05 \times 10^3$	67,5	1,320	1482	$7{,}45 \times 10^3$	67,5	1,286
1426	2,74	70,1	0,861	1911	$6{,}92 \times 10^5$	52,35	4,200
1367	$8{,}05 \times 10^4$	73,15	0,338	1770	$1{,}25 \times 10^4$	56,5	3,473

Es wurden dann Meßreihen teils von hohen zu tiefen Temperaturen, teils im umgekehrter Richtung aufgenommen; aus jeder dieser einzelnen Meßreihen wurden die Konstanten A und B der Richardson'schen Gleichung berechnet. Eine Zusammenstellung der erhaltenen Resultate gibt Tab. 5.

Tab. 5.

Band Nr.	Zustand	A	B
1	neu	200×10^{14}	46 100
		78,5	48 900
		160	50 100
		9	45 800
		172	49 500
	alt	464×10^{14}	50 700
		94,5	48 400
		255	49 900
		37,6	47 800
		63,8	48 400
		57,0	48 400
		136	50 100
	alt, in HNO_3 gekocht	172×10^{14}	49 500
		150	50 000
2	neu	496×10^{14}	48 900
3	neu	$2{,}00 \times 10^{14}$	44 200
		2,65	44 000
	alt	$0{,}80 \times 10^{14}$	41 600
		0,84	40 100
		6,1	42 800
		3,94	44 200

Die Schwankung von A ist bedeutend, wie das aus der Natur der Richardson'schen Gleichung folgt, liegt aber ebenso innerhalb der Messungsfehler wie die Abweichungen der einzelnen Werte von B. Bildet man nun innerhalb der einzelnen Gruppen obiger Tabelle die Mittelwerte, so ergibt sich folgende Tab. 6:

Tab. 6

Band Nr.	Zustand	A	B
1	neu	124×10^{14}	48 080
	alt	$158{,}3 \times 10^{14}$	49 100
	alt, gekocht	161×10^{14}	49 750
2	neu	496×10^{14}	48 900
3	neu	$2{,}32 \times 10^{14}$	44 100
	alt	$2{,}92 \times 10^{14}$	42 170

Aus dieser Tab. 6 ist ersichtlich, daß bei Band 1 und 2 die Werte von B praktisch übereinstimmen, denn die etwa 3% Abweichungen liegen innerhalb der Messungsfehler; entsprechendes gilt für A, wenn da auch, wie natürlich, die Fehler größer sind. Die Elektronenemission des Iridiums wird also weder durch Glühen noch durch Kochen in HNO_3 merklich beeinflußt. Ebensowenig übt eine Wasserstoffatmosphäre vergrößernden Einfluß auf den Sättigungsstrom aus, wie das bei Pt der Fall ist.[1]) Denn als, während ein Band bei 0,0008 mm Hg stark glühte, H_2 bis zu 0,05 mm eingelassen wurde, änderte sich der Ausschlag des Strommessers nicht. Diese Erscheinung mag darin ihren Grund haben, daß Ir gegenüber H_2 viel indifferenter ist als Pt und H_2 in geringeren Mengen absorbiert.

Die Messungen an Band 3 zeigen untereinander eine etwas größere Abweichung, als das sonst der Fall ist. Der Grund ist die ungenauere Temperaturmessung, da bei diesen Meßreihen die Molekularpumpe benutzt wurde. Für die bedeutende Abweichung der Mittelwerte dieser Gruppe von den Ergebnissen der übrigen Messungen kann dieser Umstand jedoch keineswegs verantwortlich gemacht werden, denn Band 2 wurde unter denselben erschwerenden Be-

[1]) H. A. Wilson, Phil. Trans. (A) 208. S. 247, 1908.

dingungen untersucht, zeigt aber doch gute Übereinstimmung mit Band 1. (Weitere Meßreihen als die angegebenen konnten an Band 2 nicht gemacht werden, da die Erschütterungen der Pumpe es vorzeitig zerstörten). Der wahre Grund für das abweichende Verhalten von Band 3 dürfte vielmehr eine Verschiedenheit in dem kristallinischen Gefüge des Materials sein. Durch Bearbeitung erleidet ein Metall leicht Strukturänderungen[1]), und da das dritte Iridiumband später bezogen wurde als die beiden andern, ist es leicht möglich, daß bei diesem der Prozeß des Walzens nicht dieselbe Kristallstruktur hervorrief wie bei dem andern Material.

Wolfram.

Bei neuen Wolframdrähten zeigte sich eine starke Abnahme der Elektronenemission, zugleich ging auch die anfangs erhebliche Gasabgabe bedeutend zurück. Beispielsweise konnte bei einem neuen Draht die Gaedepumpe bei etwa 1925° nur ein Vacuum von 0,02 mm schaffen, wobei der Sättigungsstrom 33×10^{-3} A. betrug. Schon nach 30 Min. war der Druck auf 0,005 mm gesunken und die Emission auf 19×10^{-3} A. zurückgegangen. Bei einem andern neuen Draht wurden bei 2300° sogar Ströme von 2,5 A. beobachtet, die aber auch bald sehr viel kleiner wurden. Genaues Messen war freilich in diesen Fällen nicht möglich, da der Strom dauernd um mehrere Skalenteile schwankte.

Eine Zusammenstellung der bei ausgeglühtem Wolfram erhaltenen Resultate gibt Tab. 7.

Tab. 7.

Draht Nr.	A	B	Draht Nr.	A	B
1	7,00 $\times 10^{17}$	58 000	2	78,5 $\times 10^{17}$	61 200
	1,46	56 900		0,966	54 600
	53,10	61 000		2,37	57 350
	0,279	54 100		7,50	57 500
	2,32	52 300		25,4	58 900
	1,22	55 100		39,4	59 900
	1,72	52 300		7,67	57 500
	54,3	58 700		8,03	56 900

[1]) Gaevecke, Diss. Darmstadt 1908 09. Credner, Diss. Göttingen 1913.

Daraus folgen die Mittelwerte für die beiden Drähte:

	A	B
Draht 1	$1{,}57 \times 10^{18}$	$56{,}05 \times 10^{3}$
Draht 2	$2{,}12 \times 10^{18}$	$57{,}90 \times 10^{3}$

Also sind die Konstanten für Wolfram:

$$A = 1{,}84 \times 10^{18} \qquad B = 57\,000$$

Störend wirkte — besonders in hohen Temperaturen — die starke Zerstäubung des Glühdrahtes sowie eine leuchtende Entladung [1]), die im Meßgefäß wahrscheinlich infolge von Stossionisation auftrat; diese Übelstände konnten jedoch nicht beseitigt werden; so ist es leicht möglich, daß ein Bruchteil des gemessenen Stromes von geladenen Metallatomen und Stossionen getragen wurde, daß also der den emittierten Elektronen zukommende Strom kleiner als der gemessene war. Die Stärke der Leuchterscheinung war außerdem aus unerkennbaren Gründen bei den einzelnen Meßreihen verschieden; dadurch erklärt sich wohl auch die größere Abweichung der für B gefundenen Werte (Tab. 7). Diesem Umstand mag es auch zuzuschreiben sein, daß in vereinzelten Fällen — das Leuchten war dann besonders stark — dieselbe scheinbare Abweichung von Richardsons Formel wahrgenommen wurde, die bereits von Kinoshita und Ichinohe [2]) beschrieben ist. Diese Abweichung

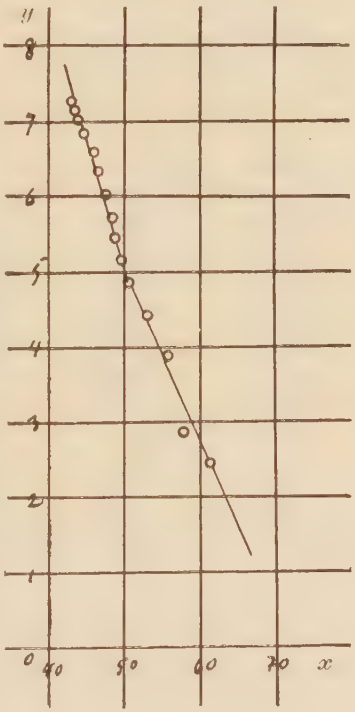

Fig. 8.

[1]) Kinoshita und Ichinohe, Mem. Coll. scienc. a. eng. Cyoto II, S. 170, 1910.

[2]) Kinoshita und Ichinohe, Mem. Coll. scienc. a. eng. Cyoto III, S. 171, 1911.

besteht darin, daß die logarithmische Linie der Richardsonschen Formel bei einer gewissen Temperatur einen Knick erleidet (Fig. 8) und von diesem Punkte an steiler verläuft. Die Verfasser erklären diesen Vorgang durch Stossionisation, die nach ihrer Meinung oberhalb 2000 ° wegen der größern Energie der emittierten Elektronen immer eintreten muß. Aus der erwähnten Arbeit ist aber nicht zu ersehen, ob Hg-Dämpfe vermieden worden sind, so daß diese vielleicht hauptsächlich den Anlaß zu der Erscheinung geben. Denn bei den hier vorliegenden Messungen, wo Hg-Dampf peinlichst ferngehalten wurde, ist an Iridium diese Abweichung überhaupt nicht beobachtet worden, und an Wolfram nur in ganz vereinzelten Fällen. (Die Berechnung der Konstanten A und B erfolgte dann aus dem normal verlaufenden Kurvenstück der tieferen Temperaturen.) Die Mehrzahl der Meßreihen ergab vielmehr für das ganze Temperaturintervall eine ungeknickte Gerade, wie sie Fig. 9 zeigt, die das Bild von Tab. 8 ist.

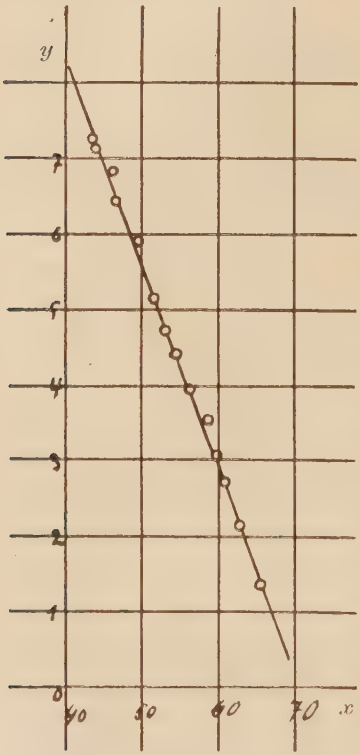

Fig. 9.

Tab. 8.

S	T	J/cm²	x	y
2171	2304	916500×10^3	43,4	7,281
2153	2290	656500	43,7	7,137
2053	2174	306600	46,0	6,818
2031	2150	137400	46,5	6,472
1917	2025	36260	49,4	5,906
1847	1942	6546	51,5	5,172

S	T	J/cm²	x	y
1833	1927	6495	51,9	5,170
1796	1887	2331	53,0	4,730
1753	1838	977,0	54,4	4,334
1703	1786	387,8	56,0	3,962
1633	1707	148,0	58,6	3,554
1598	1670	50,33	59,9	3,090
1573	1642	21,14	60,9	2,718
1524	1590	5,536	62,9	2,142
1468	1529	0,956	65,4	1,388

Auch Tab. 9, die sich nur über die höchsten Temperaturen erstreckt, stimmt mit den übrigen Messungen gut überein. Der letzte Wert von A und B in Tab. 7 ist aus dieser Meßreihe berechnet.

Tab. 9.

S	T	J/cm²	x	y
1839	1935	10060×10^3	51,7	5,359
1976	2088	30700	47,9	5,327
2073	2198	203800	45,5	6,638
2153	2290	596400	43,7	7,096
2189	2327	1026000	43,0	7,328
2263	2410	1827000	41,5	7,571
2283	2432	2984000	41,1	7,782
2307	2463	4026000	40,6	7,909

Rhodium.

An diesem Metall konnten keine genauen Messungen der Elektronenemission gemacht werden, weil eine merkwürdige Glüherscheinung störend auftrat. Die benutzten Bänder wiesen äußerlich keinerlei Inhomogenität auf und glühten nach dem Anheizen — wenigstens bei Rotglut — mehrere Minuten vollständig gleichmäßig. Dann aber flammte plötzlich ein mehrere cm langes Stück des Bandes zu hellster Weißglut auf, während der übrige Teil seine Temperatur nicht merklich änderte; damit war ein äußerst starkes Anwachsen des Elektronenstromes verbunden. Um das Glühband vor Zerstörung zu bewahren, mußte jedesmal, wenn die Unregelmäßigkeit eintrat, der Heizstrom unterbrochen werden, denn Schwächen allein minderte zunächst nur die

Temperatur der kälteren Teile des Bandes herab und nicht die des gefährdeten Stückes. Wurde dann nach einiger Zeit wieder vorsichtig die Temperatur gesteigert, so zeigte sich bald dieselbe Erscheinung, aber jedesmal an einem andern Stück des Bandes. Und zwar lief die Störung nicht allmählich über das ganze Band, sondern trat vielmehr ganz unregelmäßig an den verschiedensten Stellen auf. Einige Male wurde auch beobachtet, daß die Erscheinung sich ohne äußern Anlaß sprungweise änderte, indem das hellglühende Stück plötzlich auf die allgemeine Temperatur des Bandes zurückging, dafür aber an anderer und zwar entfernter Stelle ein Anwachsen der Temperatur stattfand.

Durch ganz vorsichtiges Steigern der Temperatur (alle 10 Min. etwa 10 bis 15°) gelang es schließlich, das Eintreten der beschriebenen Glüherscheinung hinauszuschieben, so daß die Elektronenemission wenigstens in roher Weise untersucht werden konnte. Tab. 10 gibt eine Meßreihe, die in Fig. 10 abgebildet ist. Kurve I (- - - gezeichnet) stellt den Sättigungsstrom in Form der „logarithmischen Linie“ dar,

Tab. 10.

S	T	W	J/cm²	x	y
1271	1358	0,549Ω	58,6	73,7	0,202
1289	1378	554	115,9	72,6	0,494
1298	1388	566	155,3	72,05	0,620
1314	1406	574	409,2	71,2	1,038
1330	1425	587	859	70,2	1,357
1338	1433	595	1364	69,8	1,557
1345	1441	607	300	69,4	0,898
1352	1450	589	1937	69,0	1,707
1359	1458	599	2810	68,6	1,867
1366	1466	603	3412	68,2	2,000
1373	1473	617	4546	67,9	2,074
1377	1480	633	6204	67,6	2,208
1414	1521	650	1090	65,75	1,446
1417	1524	646	9680	65,6	2,394
1432	1542	661	18810	64,95	2,681
1445	1558	672	26880	64,25	2,826
1462	1578	688	42280	63,40	3,027
1480	1598	661	1295	62,6	1,511

Kurve II (— · — gezeichnet) den Widerstand (W) als Funktion der reziproken Temperatur (x). An den Unterbrechungsstellen der Kurvenzüge mußte wegen Eintretens der Glüherscheinung der Heizstrom ausgeschaltet werden. Die (...)

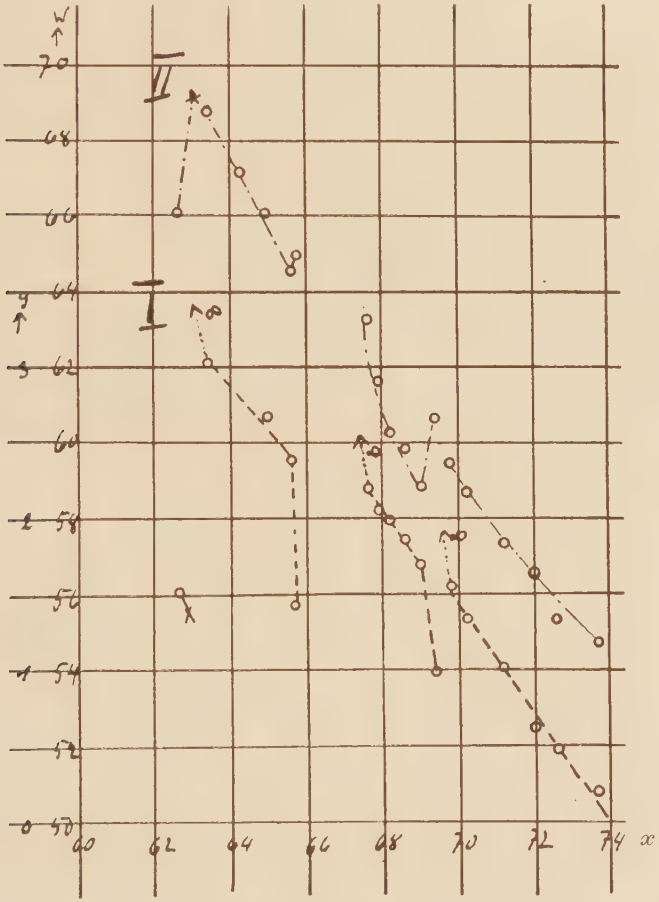

Fig. 10.

gezeichneten Kurvenstücke geben an diesen Stellen die Verhältnisse qualitativ wieder.

Im Verhalten der Sättigungsstromkurve ist folgendes ersichtlich. Bis zur ersten Unterbrechung des Glühens liegen die Punkte annähernd auf einer Geraden. Dann

steigt infolge der Temperaturerhöhung eines Teiles des Glühbandes die Emission rapide. Dadurch scheint eine Verarmung an Elektronen einzutreten: denn nach Wiederbeginn des Glühens ist zunächst die Zahl der abgegebenen Elektronen kleiner, als es der Temperatur entsprechend der Fall sein sollte. Mit wachsender Temperatur erreicht der Sättigungsstrom dann wieder normale Werte und steigt regelmäßig, bis abermals ein Stück des Glühbandes aufflammt. Etwas anders ist der Verlauf der Widerstands-Kurve. Anfangs nimmt der Widerstand in gewöhnlicher Weise mit der Temperatur zu und besitzt auch nach wiedererfolgtem Anheizen normale Größe, im Gegensatz zu der verkleinerten Elektronenemission. Während diese nun aber bei der nächsten Temperatursteigerung wächst, erfährt der Widerstand eine Verminderung, um dann allerdings mit weiter zunehmender Temperatur auch wieder größer zu werden, bis beim abermaligen Eintritt der Glüherscheinung sich dasselbe Spiel wiederholt.

An der dritten Unterbrechungsstelle herrschen dieselben Verhältnisse, wenn man den einen fehlenden Beobachtungspunkt in der angedeuteten Weise (×) hinzufügt.

Der ursächliche Zusammenhang zwischen der beschriebenen Glüherscheinung und den Unregelmäßigkeiten im Gang des Sättigungsstromes und Widerstandes hat nicht aufgeklärt werden können. Vielleicht ist das plötzliche Entweichen von Gasblasen an der Verarmung an Elektronen schuld und der Sättigungsstrom erreicht erst dann wieder seine gewöhnliche Größe, wenn die von der Oberfläche abgegebenen Gasmengen durch Diffusion aus tiefer liegenden Schichten des Metalls ersetzt werden. Andrerseits zeigt sich bei Rhodium ein Zusammenhang zwischen Elektronenemission und Widerstand; und diese Verknüpfung deutet darauf hin, daß die Emission eine Eigenschaft des Metalls an sich ist, wenn sie auch von Reaktionseffekten zwischen Metalloberfläche und umgebendem Gas häufig überlagert wird[1]). Für

[1]) Fredenhagen, Phys. Ztschr. 12 S. 389, 1910, Deutsch. phys. Ges. S. 384, 1912.

diese Auffassung spricht auch der Umstand, daß bei Iridium die Emission von äußern Einflüssen vollständig unabhängig ist, während Unterschiede im kristallinen Gefüge von Bedeutung zu sein scheinen.

Gold.

Bei Gold blieb die Elektronenemission bei allen erreichten Temperaturen unterhalb der Meßgrenze d. h. kleiner als 10^{-11} A.

Zusammenfassung.

1) Es wurde die Elektronenemission an Pt, Ir, W, Rh und Gold untersucht. Für die Konstanten der Richardsonschen Gleichung und die daraus berechnete Austrittsarbeit ergibt sich die Tabelle 11:

Tab. 11.

	A	B	Φ	$d\varphi$ in Volt	Q
W	$1{,}84 \times 10^{18}$	57000	$7{,}67 \times 10^{-12}$	4,82	114000
Jr	$2{,}62 \times 10^{16}$	43150	5,82	3,66	86300
	$2{,}35 \times 10^{16}$	49000	6,59	4,14	98000
Pt	$2{,}05 \times 10^{17}$	51900	6,95	4,37	103800
Rh[1])	$1{,}43 \times 10^{24}$	74800	10,06	6,32	149600

2) Die Emission des Ir wird durch äußere Einflüsse, wie Glühen, Kochen in HNO_3 oder durch eine H_2-Atmosphäre nicht geändert; von Einfluß scheint die Struktur des Metalls zu sein.

3) Die Emission des W verläuft, wenn keine Störungen vorhanden sind, auch bei den höchsten Temperaturen nach der Richardsonschen Formel: $J = A\sqrt{T}\, e^{-\frac{B}{T}}$.

4) Bei Rh zeigte sich eine Glüherscheinung, die auf die Emission und den Widerstand von Einfluß war. Diese

[1]) Die Daten von Rh wurden nur aus Tab. 11 berechnet, sind also sehr unsicher.

beiden Größen scheinen miteinander in irgend einer Beziehung zu stehen.

5) Gold zeigte bei keiner Temperatur Emission, die die Größe von 10^{-11} A. überstieg.

Ich möchte es nicht versäumen, an dieser Stelle Herrn Geheimrat Riecke meinen aufrichtigen Dank auszusprechen für die Anregung zu dieser Arbeit und das stets rege Interesse an ihrem Fortgang. Auch seinen Assistenten, den Herren Dr. v. Traubenberg, Dr. Wilsar und Dr. Madelung bin ich für manchen Rat und Unterstützung zu Dank verpflichtet.

Vollständiges Literaturverzeichnis der Elektronenemission aus glühenden Körpern.

(Die wichtigeren Arbeiten sind mit * bezeichnet)

Du Fay, Mém. de l'Acad., 1733.
Du Tour, Mém. de Math. et de Phys. 21, S. 246, 1755
Watson, Phil. Trans. abridged 10, S. 296, 1746
Priestley, History of Elektricity, S. 579, 1767
Cavallo, Preatise of Elelektricity, vol. I, S. 324, 1795
Volta, Collez. d. opere (1) 1. S. 271, 1816
*Erman, Berl. Ber., S. 353, 1819
Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. III, 39, S. 355, 1853
Grove, Rep. of Brit. Assoc. 2, S. 42, 1853
Buff, Ann. de Chim. et de Pharm. 90, S. 277, 1854
Guthrie, Phil. Mag. (4) 46, S 257, 1873
Bickerton, Phil. Mag. (4) 46, S. 450, 1873
Douliot, C. R. 77, S. 1472, 1873
Nahrwold, Ann. 5, S. 460, 1878
Blondlot, C. R. 92, S. 870, 1881
Guthrie, Chem. News 45, S. 116, 1882
*Elster & Geitel, Ann. 16, S. 198, 1882; 19, S. 588, 1883; 22, S. 123, 1884
Lodge, Nature 31, S. 267, 1884
*Elster & Geitel, Ann. 26, S. 1, 1885; Ann. 31, S. 109, 1887
Guthrie, C. R. 104, S. 283, 1887
Helmholtz, Ann. 32, S. 5, 1887
Blondlot, C. R. 104, S. 283, 1887
Koch, Ann. 33, S. 454, 1888
Nahrwold, Ann. 35, S. 107, 1888
*Elster & Geitel, Ann. 37, S. 315, 1889; 38, S. 27, 1889. Wien. Ber. 97, S. 1175, 1889
Staton, Proc. Roy. Soc. 47, S. 559, 1890
J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 29, S. 358, 1890
Arrhenius, Ann. 42, S. 18, 1891
Branly, C. R. 114, S. 831 u. 1531, 1892
Vicentini, Lum. elektr. 50, S. 187, 1896
I. I. Thomson, Phil. Mag. 44, S. 203, 1897

H. A. Wilson, Phil. Trans. 192, S. 499, 1898; 193, S. 89, 1899
Mc. Clelland, Proc. Cambr. Phil. Soc. 10, S. 241, 1900; 11, S. 296, 1902
Rutherford, Phys. Rev. 13. S. 321, 1901
Child, Science 13, S. 830. 1901
H. A. Wilson, Phil. Trans. 197, S. 415, 1901
Child, Phys. Rev. 14, S. 221 u. 265, 1902, bezw. Phys. Zs. 3, S. 158 u. 336, 1902; Science 15, S. 345 u. 553, 1902
*Richardson, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11, S. 286, 1902
*Richardson, Phil. Trans. 201, S. 497, 1903. Auszug daraus: Proc. Roy. Soc. 71, S. 415, 1903
*H. A. Wilson, Phil. Trans. 202, S. 243, 1903. Auszug daraus: Proc. Roy. Soc. 72, S. 272, 1904
Wehnelt, Deutsch. Phys. Ges. 5, S. 255, 1903
Allegretti, Phys. Zs. 4, S. 263, 1903
*Richardson, Jahrbuch d. Radioakt. I. S. 300, 1904 (Referat).
S. Owen, Phil. Mag. (16) 8, S. 230, 1904; Proc. Cambr. Phil. Soc. 12, S. 493, 1904
Wehnelt, Ann. 14, S. 425, 1904
Stark, Phys. Zs., S. 51, 1904
Brunner, Ann. 15, S. 554, 1904
Mitkiewicz, Journal d. russ. phys.-chem. Ges. 36, phys. Teil S. 65, 1904
Richardson, Proc. Cambr. Soc. 13, S. 192, 1905; Phil. Mag. (6) 9. S. 407, 1905
Radakowits, Wiener Ber. 114, S. 759, 1905
*Richardson, Phil. Trans. 207, S. 1, 1906 Auszug daraus: Proc. Roy. Soc. A 78, S 192, 1906
Bloch, C. R. 143, S. 213, 1906
*Horton, Phil. Mag. 11, S. 505, 1906; Phil. Trans. 207, S. 149. 1907
Martyn, Phil. Mag. 14, S. 306, 1907
Soddy, Nat. 77, S. 53, 1907
*Deininger, Ann. 25, S. 285, 1908. Abgedruckt: Deutsch. Phys. Ges. S. 674, 1907
*H. A. Wilson, Phil. Trans. 208, S. 247, 1908. Berichtigung dazu: Proc. Roy. Soc. (A) 82, S. 71. 1909. Auszug daraus: Proc. Roy. Soc. 80, S. 379, 1908
Richardson & Brown, Americ. Phil. Soc. Febr. 29, 1908; Phil. Mag. 16, S. 353, 1908; Phys. Rev. 26. S. 409, 1908
Richardson, Phil. Mag. 16, S. 740 u. 800, 1908; Phys. Rev. 27, S. 183 u. 528, 1908
*Jentzsch, Berl. Diss. 1908. Abgedruckt: Ann. 27, S. 129. 1908
*Wehnelt & Jentsch, Deutsch. Phys. Ges. 10, S. 605, 1908 u. 11, S. 105, 1909; Ann. 28, S. 437, 1909
Richardson, Phil. Mag. 18, S. 681, 1909
Pollock & Ranclaud, Phil. Mag. 17, S. 366, 1909

Ichinohe & Kinoshita, Mém. of the Coll. of scienc. and eng. 2, S. 107, u. 170, Cyoto 1909/10
Richardson, Nat. 82, S. 278, 1910; Phil. Mag. 20, S. 173, 1910
Fredenhagen, Phys. Zeitschr. 12, S. 398, 1911
Houlevigue, C. R. 152. S. 1240, 1911.
Klemensiewicz, Ann. 36, S. 796, 1911.
Richardson & Cooke, Phil. Mag. 21, S. 404, 1911
*Kinoshita & Ichinohe, Mém. of the Coll of scienc. and eng. 3, S. 171, Cyoto 1911
Wilson, Phil. Mag. 24, S. 196, 1912
*Pring & Parker, Phil. Mag. 23, S. 192, 1912
Schneider, Ann. 37, S. 569, 1912
*Fredenhagen, Phys. Zeitschr. 13, S. 539, 1912; Deutsch. Phys. Ges. 14, S. 384, 1912
*Fredenhagen, Leipzig. Ber. 65, S. 42, 1913
*Gehrts, Deutsch. Phys. Ges. 15, S. 1047, 1913
*Wehnelt & Liebreich, ebenda, 15, S. 1057, 1913
Richardson, Phil. Mag. 25, S. 624, 1913 u. 26, S. 345 u. 458, 1913; Phys. Zs. 14, S. 793, 1913
Towsend, Electric. 71, S. 348, 1913
Owen & Halsall, Phil. Mag. 25, S. 735, 1913
Harker & Kaye, Proc. Roy. Soc. (A) 88, S. 522, 1913
*Pring, Proc. Roy. Soc. (A) 89, S. 344, 1913
*Fredenhagen, Phys. Zs. 15, S. 19, 1914.

I. I. Thomson, Conduction of electricity through gazes sec. ed, S. 188 ff., 1906.
H. A. Wilson, The electrical properties of flames and of incandescent solids, London 1912.

Lebenslauf.

Ich, Ernst Louis Julius August Kotowski, evangelischer Konfession und preußischer Staatsangehörigkeit, wurde am 8. Juni 1889 als Sohn des damaligen Gymnasialoberlehrers Kotowski und seiner Ehefrau Charlotte, geb. Dietz, zu Gumbinnen geboren. Die Schulbildung erhielt ich auf dem Kgl. Gymnasium zu Lyck, das ich Ostern 1908 mit dem Zeugnis der Reife verließ. Ich studierte darauf Physik, Mathematik, Astronomie und Chemie, ein Semester in Freiburg i. B., drei Semester in Straßburg, und von Ostern 1910 an in Göttingen.

Meine akademischen Lehrer waren:

In Freiburg: Himstedt, Königsberger, Meyer, Loewy, Stickelberger, Seith.

In Straßburg: Braun, Cohn, Mandelstam, Timerding, Weber, Wellstein, Epstein, Schur, v. Mises, Bauschinger, Thiele, Rose, Wedekind, Holzapfel.

In Göttingen: Riecke, Voigt, Michelson, Wiechert, v. Traubenberg, Hilbert, Toeplitz, Koebe, Wallach, G. E. Müller.

Ihnen allen gilt mein aufrichtiger Dank.